

NUEVOS DISPOSITIVOS FOTÓNICOS BASADOS EN LA EIT

José Luis Arce Diego⁽¹⁾, Félix Fanjul Vélez⁽¹⁾, Noé Ortega Quijano⁽¹⁾, David Pereda Cubián⁽¹⁾

jlarce@teisa.unican.es, ffanjul@teisa.unican.es, dpcubian@teisa.unican.es

⁽¹⁾ Grupo de Técnicas Ópticas Aplicadas, Dpto. TEISA, Universidad de Cantabria, Av. de los Castros S/N, 39005 Santander (Cantabria)

Abstract—All optical devices are very important for developing new optical communications systems and in photonic processing. Electromagnetic Induced Transparency (EIT) is a new optical effect and makes it possible new non linear effects in materials with interactions between three or more atomic levels. In this work, a study of this new kind of interaction in three level system media is presented. Its potential applications in devices like optical wavelength converters, optical switchers, optical memories, optical routers and optical filters, that can be implemented by means of different optical structures and materials, are also presented. These photonic devices could use low level power pumping.

I. INTRODUCCIÓN

El estudio de la interacción radiación materia se suele hacer tradicionalmente sobre sistemas de dos niveles [1], pero hay fenómenos muy interesantes que sólo tienen lugar en el contexto de sistemas compuestos por más niveles [2]. Algunos de estos fenómenos son: el atrapamiento coherente de la población (CPT), la transparencia electromagnéticamente inducida (EIT), la ganancia no nula sin absorción ó láser sin inversión (LWI), y el retardo de la luz o la luz lenta. El sistema más sencillo en el que se observan estos fenómenos es el de tres niveles, en el cual aparecen determinados fenómenos de “interferencia” entre sus diferentes niveles, de especial interés para lo que aquí se pretende desarrollar.

La aproximación semiclásica nos da un grado suficiente de aproximación. Por ello, se tratarán los niveles de energía de forma cuántica, pero el campo electromagnético incidente, la luz, de la que sólo se tendrá en cuenta la componente eléctrica, se tratará de la forma clásica. Los fenómenos anteriores se basan en el hecho de que, si se introducen emisiones electromagnéticas resonantes con las frecuencias de las dos transiciones, $2 \leftrightarrow 3$ y $1 \leftrightarrow 3$, se puede observar que aparece una coherencia en las probabilidades de transición de ambas transiciones, cosa que no ocurre si se tiene una única transición. Esta interacción se puede controlar y de este modo conseguir anular, por ejemplo, la absorción del sistema.

En este trabajo se presentan en primer lugar algunos de los fenómenos resultantes de interacciones en los sistemas de tres niveles, como son el CPT, el LWI, el retardo de la luz y la EIT. Un estudio pormenorizado de la EIT en sistemas de tres niveles se presenta a continuación como base para el desarrollo de nuevos dispositivos todo ópticos para

aplicaciones en el campo de las comunicaciones ópticas y el procesamiento fotónico, algunos de los cuales serán descritos a continuación. Se finaliza con las conclusiones.

II. FENÓMENOS ÓPTICOS EN SISTEMAS DE TRES NIVELES

Lo más interesante de los sistemas de tres niveles es que en ellos se pueden inducir fenómenos no observables en otros más simples. En un sistema de dos niveles, la zona que más suele interesar estudiar es la zona de dispersión anómala, donde el índice de refracción decrece con la desintonía y con la frecuencia de la radiación incidente. Ésta es justamente la zona donde se tiene un pico de absorción y, por tanto, no suele ser posible estudiarla adecuadamente [3, 4]. Sin embargo, en los sistemas de tres niveles se puede conseguir anular la absorción, en los llamados estados oscuros, que se producen por la EIT. De este modo, se puede estudiar cómodamente esa región sin problemas de absorción. Por otro lado, esa región de dispersión anómala permite retardar enormemente la velocidad de grupo de la luz, produciendo el fenómeno de la luz lenta. El hecho de que no exista absorción pero sí haya una reducida emisión inducida, proporciona a la luz incidente una ganancia positiva, o efecto láser, pero sin necesidad de inversión de población. Se habla, pues, de LWI.

Entre los diferentes procesos no lineales asociados a los sistemas atómicos de tres niveles se encuentra la aplicación de dos campos de radiación de onda continua que conduce a la preparación del átomo a una superposición coherente de estados, los cuales son estables contra la absorción del campo de radiación. Este fenómeno se designa como CPT, para indicar la presencia de una superposición coherente de los estados atómicos y la estabilidad de la población. La radiación excitada crea una coherencia atómica tal que la evolución de los átomos se prepara exactamente fuera de la fase de la radiación incidente y no se produce la absorción.

La idea del láser sin inversión consiste en producir un sistema láser donde la población en los estados atómicos excitados sea más pequeña que la población en el estado más bajo. Los estados sin inversión son definidos acorde a las bases atómicas ó moleculares, en ausencia de campos de radiación aplicados. La posibilidad más atractiva es convertir una entrada coherente de baja frecuencia en una salida coherente de alta frecuencia, sin requerimiento de inversión de población entre los niveles emitiendo a alta frecuencia. Este mecanismo de láser sin inversión, o más precisamente amplificación sin inversión (AWI), requiere una cavidad para convertir un amplificador en un láser.

Otro fenómeno de gran importancia en este trabajo y que se desarrollará a continuación con más detalle es la EIT.

III. TRANSPARENCIA INDUCIDA ELECTROMAGNÉTICAMENTE

El nombre de la EIT se adoptó formalmente en 1990 [5]. La EIT es un efecto que permite de manera óptica que un medio gaseoso sea transparente a un haz láser de pequeña intensidad (campo de prueba) aplicando otra radiación electromagnética de intensidad elevada (campo de control). Equivalentemente, la EIT es una técnica para producir la cancelación de la absorción inducida a un campo de prueba de pequeña intensidad sintonizado en resonancia con una transición atómica mediante la aplicación de un campo electromagnético resonante de intensidad elevada que se acopla coherentemente a otra transición atómica. El efecto físico que subyace bajo la EIT es una interferencia atómica destructiva entre las coherencias atómicas alternativas inducidas por los haces del láser (campos de prueba y control) y hace que una transición atómica resonante opaca sea transparente a un haz láser de prueba.

Un láser de prueba de pequeña intensidad con frecuencia angular ω_p se sintoniza en la transición resonante $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ y otro láser de control de intensidad elevada con frecuencia angular ω_c se sintoniza en la transición resonante $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Se asume que el haz láser de prueba induce la coherencia atómica ρ_{13} asociada a la transición $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ y que el haz láser de control induce la coherencia atómica ρ_{23} asociada a la transición $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Estas coherencias atómicas van a ser distintas de cero o no demasiado pequeñas bajo el bombeo resonante de ambos láseres. Para hacer que la transición opaca $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ sea transparente a un haz láser de prueba hay que cancelar o reducir la absorción resonantemente inducida de los fotones del haz láser de prueba mediante átomos en un estado más bajo $|1\rangle$. En términos de los elementos que no pertenecen a la diagonal de la matriz de densidad (es decir coherencias atómicas inducidas), hay que cancelar o reducir la coherencia atómica ρ_{13} inducida por el haz láser de prueba.

La clave está que bajo la condición de resonancia de Raman, se induce una coherencia atómica no lineal ρ_{12} en presencia de ambos láseres asociada a la transición atómica $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Debido a la existencia simultánea de dos coherencias atómicas inducidas, es decir, ρ_{12} y ρ_{23} , se induce una coherencia atómica indirecta ρ_{13} asociada a la misma transición de prueba, $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, además de que se induce una coherencia atómica directa ρ_{13} por un haz de prueba sólo. Según el efecto de interferencia de Fano [6], bajo determinadas condiciones puede ocurrir que se cree una interferencia destructiva atómica entre estas dos coherencias atómicas inducidas asociadas a la misma transición $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Debido a este efecto de interferencia destructiva, la coherencia atómica directa ρ_{13} inducida por el haz láser de prueba se cancela o reduce, en el sentido que su valor se hace cero o llega a ser muy pequeño. Bajo esta situación, se dice que una transición opaca $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ se convierte en transparente a un haz láser de prueba por la presencia de otro láser de control de intensidad elevada.

Para que ocurra la EIT, se debe satisfacer la condición de resonancia a dos fotones para las frecuencias de los dos haces láser aplicados. Esta condición se satisface automáticamente cuando se aplican dos láseres resonantes a un medio atómico. Para los láseres cercanos a la resonancia, esta condición de resonancia a dos fotones se puede alcanzar si la frecuencia de desintonía de un láser para su transición resonante es igual a la frecuencia de desintonía del otro láser en un átomo de tres niveles.

Se utiliza el formalismo de la matriz de densidad para introducir los decaimientos espontáneos y poder así estudiar las propiedades ópticas del sistema cuando se enfrenta a un campo de radiación externa. Se considera primero las ecuaciones de evolución del medio con los tres niveles cuando sobre éste inciden dos campos, uno de prueba (E_p) y otro de control (E_c), próximos respectivamente, a las frecuencias de transición de los niveles inferiores al superior.

Se puede así obtener una susceptibilidad compleja asociada al sistema de tres niveles con el campo de control E_c en resonancia

$$\chi' = n \frac{\left(1 - \frac{1}{4(\Delta_p / \Omega_c \Omega_c^*)}\right)}{\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right)^2 + \left(1 - \frac{1}{4(\Delta_p / \Omega_c \Omega_c^*)}\right)^2}, \quad (1)$$

Dando un valor de 10 a $\frac{1}{2} \frac{\Omega \Omega^*}{\gamma^2}$, se obtiene la Figura 1.

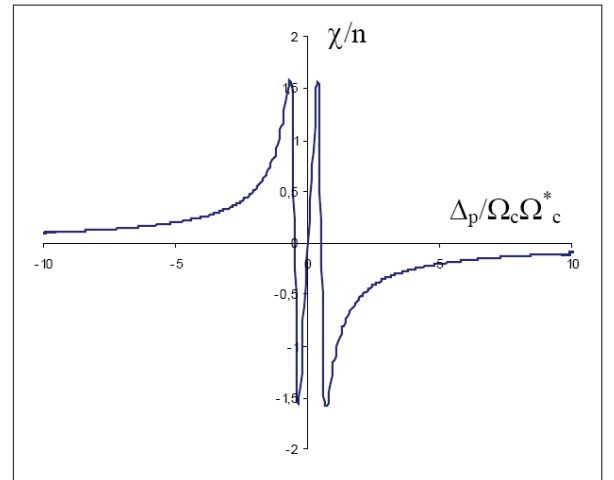


Figura 1: Valor del término de refracción de la susceptibilidad.

El valor del término de absorción para la susceptibilidad es:

$$\chi'' = n \frac{\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right)}{\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right)^2 + \left(1 - \frac{1}{4(\Delta_p / \Omega_c \Omega_c^*)}\right)^2}, \quad (2)$$

Dando un valor de 10 a $\frac{1}{2} \frac{\Omega \Omega^*}{\gamma^2}$, se obtiene la Figura 2.

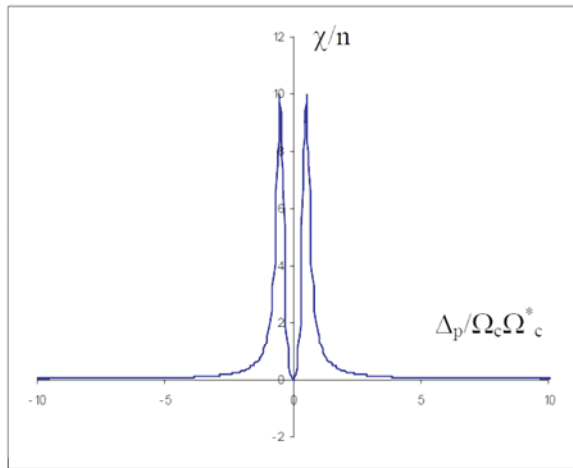


Figura 2: Valor del término de absorción de la susceptibilidad.

La absorción, Fig.2, se diferencia de la de dos niveles en la parte central, que fenomenológicamente coincide con la EIT. Quiere esto decir que el sistema tiende desde estados desexcitados hasta ese estado oscuro que se mencionaba, siendo, en cierto modo, un punto estable y no una curiosidad matemática. La curva de refracción, Fig. 1, parece seguir esa tendencia haciendo un bucle en el centro. Sin embargo, si uno se fija, es como si ahora se tuviera dos picos de absorción cercanos al punto de resonancia (en el cual el sistema es transparente), con sus respectivas dispersiones anómalas, casi como si en vez de un nivel se tuviera dos muy próximos. Esto es una suposición razonable porque lo que ocurre es que el estado superior 3 se divide en dos niveles cercanos, cuyas energías son $E_3 \pm \Delta E$, de modo que dejan la frecuencia de oscilación perteneciente a E_3 vacía de niveles permitidos, y entonces, no hay absorción posible [7]. Si se calcula cuáles son esas frecuencias de los nuevos niveles, se obtiene que ese ΔE se corresponde a un cambio en frecuencias de $\pm \frac{|\Omega_c|}{2}$, esto es, que esa frecuencia del campo de control divide el nivel superior en dos niveles, separados por Ω_c [8]. En este caso, el sistema tiene un coeficiente de absorción nulo. Sin embargo, se ha visto que se desexcita al estado oscuro espontáneamente, de modo que su coeficiente de emisión estimulada puede ser no nulo.

Lo anterior permite explicar uno de los fenómenos más curiosos, demostrado experimentalmente, que se induce en los sistemas de tres niveles: la luz lenta. La velocidad de un pulso de luz viene dada por la velocidad de grupo, v_g . En un medio dispersivo como los que se está tratando, se tiene que:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n + \omega(dn/d\omega)} \quad (3)$$

Dado que el índice de refracción n cumple aproximadamente $n^2 = 1 + \chi'$, se obtiene que:

$$\frac{dn}{dk} = \frac{1}{2\sqrt{1+\chi'}} \frac{d\chi'}{d\omega} \quad (4)$$

Esto es, en las zonas en las que $\frac{d\chi'}{d\omega}$, y por ende, $\frac{dn}{d\omega}$, sea

muy elevada, se encuentra con velocidades de grupo v_g muy bajas. En los sistemas de dos niveles estas regiones del espectro de respuesta del material, conocidas como regiones de dispersión anómala, coinciden con las de máxima absorción. Dado que la mayor parte de los medios son susceptibles de ser tratados como un conjunto de sistemas de dos niveles, hasta ahora no se había observado el comportamiento de la luz en estas condiciones. Como se mostró anteriormente, la absorción desaparece (o se hace casi nula si se tiene en cuenta más transiciones espontáneas) en la zona precisamente de mayor pendiente de la curva de χ' . En estos materiales, en consecuencia, pueden observarse velocidades de grupo muy bajas. En la actualidad, el record del pulso de luz más lento está en 17 m/s [9].

IV. APLICACIONES DE LA TRANSPARENCIA INDUCIDA ELECTROMAGNÉTICAMENTE

La EIT posibilita el desarrollo de nuevos dispositivos que pueden hacer realidad en un futuro la implementación de redes de conmutación óptica de paquetes (OPS), redes realmente transparentes. Para el desarrollo de una red de OPS se necesitan dispositivos que realicen las siguientes funciones básicas: conversión de la longitud de onda, almacenamiento óptico, direccionamiento de paquetes, y procesamiento de señal óptico. Los dispositivos basados en estructuras en las que se induce la EIT, que a continuación se presentan son los siguientes: conversor todo óptico de longitud de onda, router todo óptico, memoria todo óptica, conmutador todo óptico y filtro todo óptico.

Los conversores todo ópticos de longitud de onda son especialmente deseables para operaciones con tasas de bit ultrarrápidas porque evitan la conversión intermedia de señales ópticas a electrónicas y viceversa, que provocan un cuello de botella considerable con tasas de datos de Terabit/s. La conversión todo óptica de longitud de onda está basada en la no linealidad del medio para la conversión debido a los efectos de saturación o en la generación coherente de nuevas longitudes de onda. Se ha desarrollado un método para la conversión toda óptica de longitud de onda basada en la modulación lineal de la absorción y que es conocido como modulación de absorción cruzada con EIT, y que será un elemento clave en las futuras redes de OPS. El método consiste básicamente en que en la resonancia a dos fotones, la cancelación de la absorción se puede explotar para la conversión todo óptica de la longitud de onda. El mecanismo de conversión difiere de aproximaciones previas y conduce a características únicas del dispositivo, mejorando notablemente la relación de extinción, haciendo el chirping insignificante, y preservando el formato de datos. Además, se han desarrollado conversores todo ópticos de longitud de onda NxN basados en una microcavidad semiconductor con un pozo cuántico en el cual se observa la EIT y es ampliamente sintonizable variando la anchura y la composición del pozo.

Basado en una red de difracción electromagnéticamente inducida (EIG) en un sistema atómico de tres niveles de tipo Λ , una celda de vapor, se puede diseñar un router todo óptico de dos puertos con objeto de conseguir un dispositivo que dirija los paquetes en una red de OPS. En este

experimento el haz de prueba y el haz de control copropagándose están siempre presentes, este último se controla con un modulador electro-óptico. Cuando el haz de control contrapropagado está apagado, la EIT permite que el haz de prueba se transmita hacia delante (puerto uno), y allí no se produce ninguna reflexión. Cuando el haz de control contrapropagado está activado, el haz de prueba se refleja en la dirección hacia atrás (puerto dos), y se inhibe la transmisión del haz de prueba. La relación de extinción para la señal reflejada es alta, y se observan tiempos de conmutación de microsegundos. La frecuencia Rabi de control y el movimiento atómico son los principales factores limitantes para la velocidad de conmutación. Este dispositivo aún no puede competir con su homólogo electrónico en cuanto a número de entradas/salidas y funcionalidad.

En una red de OPS el almacenamiento de paquetes es una cuestión clave. El diseño de un medio que actúe a modo de memoria óptica es de gran importancia. Si se controla el factor de retardo de la velocidad de grupo, se puede ajustar el tiempo de almacenamiento de la memoria. Para obtener una memoria óptica se debe variar el medio dentro del cual la señal óptica viaja aumentando la longitud del camino (esto se puede lograr con el uso de líneas de retardo con fibra óptica) o reduciendo la velocidad de grupo de la señal (mediante el aumento de la dispersión de la guía de onda ó de la dispersión del material). La dificultad fundamental a la que hace frente el diseño de líneas de retardo con fibra óptica es que el tiempo de almacenamiento es fijo y los routers todo ópticos basados en tiempos de retardo fijos no pueden garantizar las conexiones de la red. Las memorias ópticas mediante la dispersión de la guía de onda también presentan dificultades porque los valores a los que se puede ajustar $\partial n / \partial k$ para controlar la velocidad de grupo están muy limitados por la longitud de onda de funcionamiento.

También se ha analizado el retardo de la velocidad de grupo mediante la dispersión del material y bajo la influencia de la EIT. Para ello, se ha revisado una memoria óptica semiconductor basda en la EIT en puntos cuánticos semiconductores (QDs). Los pulsos de luz se pueden retrasar perceptiblemente con una dispersión insignificante, posibilitando el desarrollo de memorias ópticas con un almacenamiento ajustable. Aunque el ancho de línea de los QDs es crítico, nuestros cálculos demuestran que se puede obtener un factor de retardo de alrededor de 40 con QDs actuales a temperatura ambiente usando un esquema múltiple de control. El modelo teórico demuestra que se puede obtener un tiempo de almacenamiento de 8,7 ns en un sistema de 10 Gbs a temperatura ambiente sin la distorsión del pulso y extenderse para una guía de onda uniforme con QDs.

Otro componente importante en las redes de OPS es el conmutador óptico, donde un haz de conmutación de entrada redirecciona otros haces en un material óptico no lineal. Se ha verificado el control del campo de una cavidad mediante otro haz láser en un sistema atómico de tres niveles de tipo Λ en una cavidad óptica en anillo. Ajustando la frecuencia de desintonía del haz de control, la intensidad del campo de la cavidad interactuando con otra transición atómica se conmuta entre los estados “on” y “off”. Tal conmutación todo óptica entre los dos estados estacionarios es debida a la mejora de la no linealidad Kerr debido a la coherencia atómica en dicho sistema. Con un cambio pequeño de la frecuencia del haz de

control (24 MHz), la intensidad de la cavidad del campo se conmuta con una tasa de conmutación mejor que 30:1 y un tiempo de conmutación de unos pocos microsegundos. Esta conmutación todo óptica es interesante, además, en el diseño de puertas ópticas lógicas y el tratamiento de la información óptica.

La demanda de los filtros ópticos está aumentando rápidamente debido al despliegue de los sistemas de comunicaciones ópticas basados en WDM con fibras ópticas de bajas pérdidas y amplificadores ópticos de banda ancha. Los filtros ópticos son esenciales para conseguir demultiplexar los canales cuyo espaciado es muy pequeño, ecualizar la ganancia y compensar la dispersión. Se ha estudiado la posibilidad de usar la dispersión enorme inherente a la EIT para generar filtros de banda estrecha, con anchos de banda varias órdenes de magnitud más pequeñas para una longitud dada que lo que se ha publicado hasta ahora con mecanismos más convencionales para generar la dispersión diferencial. Para ello se ha diseñado un filtro óptico basado en acopladores direccionales con guías de onda, donde una de ellas presentaba la EIT.

V. CONCLUSIÓN

En este trabajo se han descrito los efectos no lineales en sistemas de tres niveles, haciendo un énfasis especial en la EIT. Este fenómeno base de nuevas interacciones no lineales ha sido estudiado con detalle. Diversos dispositivos de importancia en las futuras redes todo ópticas y en el procesado fotónico con diferentes estructuras y con el denominador común de emplear la EIT han sido presentados.

REFERENCIAS

- [1] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 1992.
- [2] E. Arimondo, “Coherent population trapping in laser spectroscopy”, *Progress in Optics* 35, pp. 257-354, 1996.
- [3] J. L. Arce-Diego, D. Pereda-Cubian, F. Fanjul-Velez, R. Frey, O. Romanov, A. Tolstik, O. A. Ormachea. “Analysis of a semiconductor semimagnetic microcavity for optical amplification and wavelength conversion applications”, *Proceedings of SPIE Vol. 5840*, 2005.
- [4] J. L. Arce-Diego, D. Pereda-Cubian, M. Haddad, R. André, R. Frey, G. Roosen, C. Flytzanis, “Photoinduced magneto-optic Kerr effects in asymmetric semiconductor microcavities” *Physical Review B*, Vol. 67, 045308-1-8, January 2003.
- [5] S.E. Harris, J.E. Field y A. Imamoglu, *Physics Review Letters* 64 pp. 1107, 1990.
- [6] U. Fano, *Physics Review* 124 pp. 1866, 1961.
- [7] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marang, *Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media*, Kaiserslautern, 2004.
- [8] K.T. McDonald, “Slow Light”, *American Journal Physics* 68 (3) 293, 2000.
- [9] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton y C. H. Behroozi, “Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas”, *Nature* (London) 397 pp. 594, 1999.